



TITLE:

# 流れの中での保存則について(流体とプラズマの諸現象の数学解析)

AUTHOR(S):

宮武, 貞夫

---

CITATION:

宮武, 貞夫. 流れの中での保存則について(流体とプラズマの諸現象の数学解析). 数理解析研究所講究録 1994, 862: 1-9

ISSUE DATE:

1994-03

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/83871>

RIGHT:

## 流れの中での保存則について

奈良女子大学 理学部

宮武貞夫 (Sadao Miyatake)

Euler 方程式の中の質量等の保存則の式を Lagrange 的考察と超関数 (distribution) の手法により, 解がなめらかで密度関数かなめらかでない場合にもめて簡単に導く方法を示す. 初期値が  $L^2$  空間に属するという程度の仮定のもとで考える. 保存則が流れに沿って成り立つ事, Lagrange の表現で解が表わされること, 及び弱解の形の関係式が成り立つこと, この3つの事が同値であることを示す. 始めは速度場  $v(x, t)$  がなめらかな場合を考え, 次に  $v(x, t)$  がなめらかさを持つ場合, 詳しくは  $v \in W^{0,1}$  即ち  $v \in L^\infty$  及び  $u^i \frac{\partial}{\partial t} v, \frac{\partial}{\partial x_j} v$  ( $j=1, 2, \dots, n$ ), が  $L^\infty$  に属する場合を考える.

## §1. なめらかな流れの中での保存則について.

ここで  $v(x, t)$  を  $\mathbb{R}^n \times \mathbb{R}^1$  で定義された  $C^1$  クラスに属し, 有界関数とする.  $y$  から出る流れ  $x(y, t)$  は  $\frac{dx}{dt} = v(x, t)$ ,  $x(0) = y$  の解, 即ち  $x(y, t) = y + \int_0^t v(x(y, s), s) ds$  を満

たす。このとき ある  $T > 0$  に対し  $(-T, T)$  に属する  $t$  について、 $C > 0$  があって

$$(1) \quad \frac{1}{C} < J(y, t) = \left| \frac{\partial(x_1, x_2, \dots, x_n)}{\partial(y_1, y_2, \dots, y_n)} \right| < C$$

がなりたつ。次に密度関数が  $g(x, t)$  である、一つの量の流れに沿った保存則を表現しよう。今初期時刻  $t=0$  に於て  $y$  空間の領域  $V_0$  を任意に固定して考える。 $V_0$  は時刻  $t$  では  $V_t = \{x = x(y, t); y \in V_0\}$  の所に移っている。 $g$  に対応する量は  $M(0) = \int_{V_0} g(y, 0) dy$  から  $M(t) = \int_{V_t} g(x, t) dx$  に移る。こゝで保存則として、

$$(2) \quad \frac{d}{dt} M(t) = \frac{d}{dt} \int_{V_t} g(x, t) dx = 0, \quad -T < t < T$$

が任意の  $V_0$  に対して成り立つ事を仮定する。このとき (1) より  $M(t)$  は

$$(3) \quad M(t) = \int_{V_t} g(x, t) dx = \int_{V_0} g(x(y, t), t) J(y, t) dy$$

と表わされることに注意しよう。 $M(t) = M(0)$  及び  $V_0$  が  $R^n$  の任意の領域であることから  $R^n$  の超関数として、

$$(4) \quad g(x(y, t), t) J(y, t) = g(y, 0) = g_0(y), \quad -T < t < T,$$

が成立する。又 (4) より (2) が任意の  $V_0$  に対して成り立つ事が従う。次に (3) より、 $\varphi(t) \in \mathcal{D}(-T, T)$  に対して、

$$(2)' \quad \int M(t) \varphi'(t) dt = 0$$

がなりたつ, 又 (2)' より (2) が従う事を考慮し, (3) は

$$(3)' \quad M(t) = \int g(x(y,t), t) J(y,t) \chi_{V_0}(y) dy,$$

( $\chi_{V_0}(y)$  は  $V_0$  の特性関数とす) と表わされることから

(2) は次の

$$(2)'' \quad \iint g(x(y,t), t) J(y,t) \varphi'(t) \chi_{V_0}(y) dy dt = 0$$

に等しい. ここで  $\varphi(y,t) \in \mathcal{D}(R^n \times (-T, T))$  は  $\sum^{finite} \varphi_j(t) \chi_{V_0}(y)$  の形の関数の列で  $t$  についての一回微分もめて一様近似が出来ることに注意しよう. これより (2)'' は

$$(2)''' \quad \iint g(x(y,t), t) J(y,t) \frac{\partial}{\partial t} \varphi(t, y) dy dt = 0.$$

が  $\varphi \in \mathcal{D}(R^n \times (-T, T))$  に対して成り立つ事と同値であることが確かめられる. ここで再び積分変数の変換

$$\{y, t\} \longrightarrow \{x, s\} = \{x(y, t), t\}$$

を考える. このとき  $s = t$  より

$$(5) \quad J dy dt = dx ds$$

がなりたつ. Jacobian は  $J dy = dx$  が  $t$  を固定した場合

に成り立つものと形式的に同じものになる.  $\psi(x, s) = \varphi(y(x, t), t)$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial s}{\partial t} \frac{\partial}{\partial s} + \sum \frac{\partial x_j}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_j}, \quad \frac{\partial s}{\partial t} = 1, \quad \frac{\partial x_j}{\partial t} = v_j(x, s) \text{ 等より}$$

(2)''' は

$$(6) \quad \iint g(x, s) \cdot \left( \frac{\partial}{\partial s} + \sum v_j \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \psi(x, s) dx ds = 0$$

となる。ここで  $\psi(x, s)$  は  $\mathcal{D}(R^n \times (-T, T))$  の元すなわち  $\psi$  を考えることが出来る。なぜならば (2)'' に於て  $\varphi(y, t)$  は  $\mathcal{D}(R^n \times (-T, T))$  のみならず  $C_0^1((-T, T); L^2)$  全体を動くと考えてもよいからである。このクラスの関数に対しても先の  $\sum \varphi_j(t) \chi_{V_j}(y)$  で  $t$  についての一回微分もこめて一樣に近似できるからである。又 (1) 及び (4) は (6) の積分に明確な意味を与える。故に  $g(x, t)$  は  $R^n \times (-T, T)$  の超関数として

$$(7) \quad \mathcal{L}g = \frac{\partial g}{\partial t} + \nabla(gv) = 0$$

をみたす。更に初期値を伴った次の形の弱解の関係式も従う。初期値  $g(y, 0) = g_0(y)$  に対応して

$$(8) \quad (g, L^* \psi)_\pm \pm [g_0, \psi(\cdot, 0)] = 0$$

が  $\psi \in \mathcal{D}(R^n \times (-T, T))$  に対してなりたつ。ここで  $\pm$  は複号同順で  $(\cdot, \cdot)_\pm$  は  $t \geq 0$  での  $(x, t)$  についての積分である。 $(L^2$  内積と考えてもよいし、form の形で後の成分についても其役をこらさず実数値の範囲で考えても良い。),  $[ \cdot, \cdot ]$  は同様に  $R^n$  での積分に対応する。逆に (7) (8) から (2)' 更に (2) がなりたつ事は前の推論を逆にたどれば良い。ここで  $g(y, 0) = g_0(y) \in L^2$  及び (4) から (8) が従うことを説明しておく。  $g_0$  に  $L^2$  の位相で収束する  $g_{0n} \in H^1$  をとり (4) をみたす  $g_n(x, t)$  を作る。これは  $\mathcal{L}g_n = 0$  をみたすことから部分積分することにより  $g_n(x, t)$  について

は (8) が成り立つ。極限をとれば  $g$  について (8) が成り立つことがわかる。次に  $L^p$  的等式を示しておく。

$$(9) \quad \|g_0\|_{L^p}^p = \|g_0(\cdot, t)\|_{L^p}^p + p \int_0^t \int \left\{ s - \frac{p-1}{p} (v \cdot v) \right\} |g_s|^p dx ds,$$

が成り立つ。但し  $p \geq 1$  で  $g_s = e^{-s\Delta} g(x, t)$  を意味する。 $(v \cdot v)$  が有界であるから  $s$  を適当に大きな正の数とすると、 $g(\cdot, t)$  の  $L^p$  の空間での  $t$  についての連続性等の関係が (9) 式より理解できる。(9) の証明には (8) の証明の場合と同様に初期値の近似  $g_{0n} \rightarrow g_0$  in  $L^p$  を考え (8) を  $g_n$  に適用して  $\psi = e^{-2st} g_n^{p-1}$  ととれば良い。そうすると  $g_n$  に対して (9) が示され、極限をとることにより、 $g$  に対して (9) が示される。この議論で  $g_0 \geq 0$  と考えたが、一般の初期値に対しても (4) を考慮すると  $|g_0|$  に対する解を考えれば良いことがわかる。

最後に  $g_0 \in \mathcal{D}_2'$  等の場合にも (4) は正しく、更に Riesz の表現定理を使うと  $g_0 \in H'$  の場合と同様の議論になることがわかる。即ち  $v$  に対するはめらかさの仮定が ソボレフノルムで一つ多くとると  $L^2$  の場合と同様の議論ができて (9) に対応する関係式も示せる。

## §2. $v(x, t)$ がなめらかでない場合

前節と同様の議論を速度場  $v(x, t)$  が必ずしもなめらかで

はの場合で考えたい。  $v(x, t)$ ,  $x(y, t)$ ,  $J(y, t)$  について前節で実際に使った条件を列記し,  $x(y, t)$  及び  $J(y, t)$  についての条件が  $v(x, t)$  についての条件から従うことを Proposition として示す。これにより  $v(x, t)$  についての直接的な仮定のもとで前節の結果をまとめて表記することが出来る。最後にこの条件の必要性についての直観的な理解を得るために, 簡単な例をあげておこう。

Remark. §1 で使った  $v, x, J$  に対する仮定は次のそれぞれ (1), (2), (3) である。

$$(1) \quad v(x, t) \in C^0((-T, T); W^{p,1}) \cap C^1((-T, T); L^\infty)$$

(2)  $(y, t) \in \mathbb{R}^n \times (-T, T)$  で「超関数の意味で」  $\dot{x} = v(x, t)$ ,  $x(0) = y$  がなりたつ。即ち  $\varphi \in \mathcal{D}$  に対し 1 次式がなりたつ。

$$-(x(y, t), \frac{\partial \varphi}{\partial t}(y, t))_{\pm} = (v(x(y, t), t), \varphi(y, t))_{\pm} \pm [y, \varphi(y, 0)]$$

更に  $x(y, t) \in W^{p,1}(\mathbb{R}^n \times (-T, T))$  である。

(3)  $C > 0$  が存在してほとんどいたるところの  $\mathbb{R}^n \times (-T, T)$  に対し,  
 $J(y, t) = |\frac{\partial x}{\partial y}|$  は  $C^{-1} < J(y, t) < C$  をみたす。

Proposition. 上の Remark の 2) 及び 3) は共に 1) から従う。

この Proposition の証明は  $v$  をなめらかな  $v_n$  で近似し, 各  $v_n$  に対して前節の最初に考えた流線  $x_n(y, t)$  を作る。その極限を  $x(y, t)$  とすると, これが一意的に存在し, Remark の (2) を満たす。

様に定まる事を示す。  $x_n(y, t)$  は逐次近似の方法で  $\{x_{nk}(y, t)\}$  の極限として得られる。  $v \in W^{\infty, 1}$  より  $v_n$  は一様にリフティング条件がなりたつ様にとれる。 此れより 任意の  $n, m, k$  に対し

$$\|x_{nk} - x_{mk}\| \leq C \|v_n - v_m\| \text{ が成り立つ事が示せる。}$$

但し  $\Omega$  は  $R^n \times (-T, T)$  での  $L^1$ ,  $\Omega$  で  $T$  を十分小さく取り直すものとする。 此れより  $\|x_n - x_m\| \leq C \|v_n - v_m\|$

が示され Remark の (2) の関係式を満たす  $x(y, t)$  の存在が証明される。 他方  $x_n(y, t)$  は  $R^n \times (-T, T)$  で一様に  $W^{\infty, 1}$  に属することから  $x(y, t) \in W^{\infty, 1}$  が示される。更に (3) の  $J(y, t)$  についての関係式も非対角線要素が  $T$  を十分小さくとる事により 対角線部分に比べて小さくなることから証明できる。

以上の考察の結果、次の様に定理として表現出来る。

定理.  $R^n \times (-T, T)$  で  $v(x, t)$  が上記の Remark, (1) を満たすものと仮定する。  $T$  を小さく取り直すことにより 次の (i), (ii), (iii) の同値性が言える。 但し  $g(y, 0) = g_0(y) \in L^2$  とする。

(i) 任意の  $R^n$  の領域  $V_0$  に対し (2) がなりたつ。

(ii) (4) が超関数の意味でなりたつ。

(iii) (7) 及び (8) がなりたつ。

この時更に評価式 (9) もなりたつ。



最後に定理の条件の妥当性について考えるために,  $v(x, t) = v(x)$  の形の2つの例をあげておこう。

例1. まず  $n=1$  の場合に  $v(x)=|x|$  を考えよう。Remarkの(2)で述べた解  $x(y, t)$  は  $y \geq 0$  では  $y e^t$ ,  $y < 0$  では  $y e^{-t}$  で与えられる。一般の  $n$  次元で  $v(x) = {}^t(v_1(x), \dots, v_n(x))$  の成分が  $v_k(x) = |x_k|$  の形であり遠方では適当に修正して,  $W^{p,1}$  に属する場合を考えよう。この場合も一次元の時と同様  $R^n \times (-T, T)$  で  $x(y, t) \in W^{p,1}$  が直接確かめられる。故に定理の結果もこの例を含む一般化として理解できる。

例2.  $n=1$  で考え,  $x \geq 0$  では  $v(x) = x^{1/2}$ ,  $x < 0$  では  $v \equiv 0$  の場合を考える。  $\dot{x} = v(x)$ ,  $x(0) = 0$  の解は一意的ではなく, 原点の近くでは Remarkの(3)が成り立たない。当然(4)の関係式も意味をなさない。この場合は定理の条件をみたしていることもすぐわかる。このことは、定理の形のある意味での妥当性を示している。

分献としては次にあげたものを調った。§1の様な議論は直接には発見できなかった。Lagrange流の関係式(4)は  $g_0$  が与えらる場合 [1] にもある様によく知られている。又超関数への拡張も自然であろう。ここではLagrangeの議論の延長として, test function を使う distribution の考え方, 及び積分変数の変換により Eulerの方程式が弱形式で直接求めら

れた。不思議に数学的な議論も強微分可能な場合の Euler 流のものよりも簡単に思われる。初期値及び解が強微分可能でなく  $L^2$  のクラスで考える時はこの方法がより適切だと思われる。

### References

- [1] 今井 功, 流体力学, 岩波全書
- [2] J. Lerin, Mathematical principles of classical fluid mechanics, Handbuch der Physics, Springer-Verlag, 1959.
- [3] H. Beirão da Veiga, Boundary value problems for a class of first order partial differential equations in Sobolev space and application to Euler flow, Rend. Sem. Math. Univ. Padova, vol. 79, 1988.
- [4] R.J. DiPerna — P.L. Lions, Ordinary differential equation, transport theory and Sobolev spaces, Invent. Math. 98, 1989.